

11840

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-955

P1 - 11840

15/1-79

В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.И.Петрухин,
А.И.Руденко, Л.Н.Сомов, В.М.Суворов,
В.В.Фильченков, Г.Хемниц, Н.Н.Хованский,
Б.А.Хоменко, Д.Хорват

183/2-79

РЕЗОНАНСНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЗОМОЛЕКУЛ $dd \mu$

В ГАЗООБРАЗНОМ ДЕЙТЕРИИ

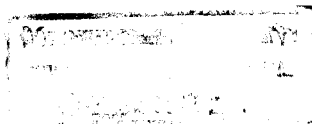
1978

P1 - 11840

В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.И.Петрухин,
А.И.Руденко, Л.Н.Сомов, В.М.Суворов,
В.В.Фильченков, Г.Хемниц, Н.Н.Хованский,
Б.А.Хоменко, Д.Хорват

РЕЗОНАНСНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЗОМОЛЕКУЛ $dd\mu$
В ГАЗООБРАЗНОМ ДЕЙТЕРИИ

Направлено в ЖЭТФ



Быстрицкий В.М. и др.

PI - 11840

Резонансная зависимость скорости образования мезомолекул $dd\mu$ в газообразном дейтерии

На мюонном пучке синхроциклотрона 680 МэВ Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в опытах с газовой дейтериевой мишенью определена зависимость скорости образования мезомолекул $dd\mu(\lambda_{dd\mu})$ от энергии ($\epsilon_{d\mu}$) атома $d\mu$ в диапазоне энергий $d\mu$ -атомов от 0,015 до 0,050 эВ (температура дейтерия 120-380 К). Полученные результаты доказывают существование предсказываемого теорией резонансного механизма образования мезомолекул $dd\mu$. Из анализа экспериментальных данных найдено положение резонанса $\epsilon_{d\mu}^0 = (0,050 \pm 0,003)$ эВ и значение $\lambda_{dd\mu}$ в максимуме кривой $\lambda_{dd\mu}(\epsilon_{d\mu}) = (0,85 \pm 0,11) \cdot 10^6$ с⁻¹. Это позволило с высокой точностью определить энергию связи $dd\mu$ -молекулы в состоянии с квантовыми числами $L=1, V=1$, ответственном за резонанс: $\epsilon_{dd\mu}(L=1, V=1) = (-2,196 \pm 0,003)$ эВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Bystritsky V.M. et al.

PI - 11840

Resonance Dependence of the Formation Rate of $dd\mu$ Mesic Molecules in Deuterium Gas

The formation rate $\lambda_{dd\mu}$ of mesic molecules $dd\mu$ has been determined as a function of the energy of $d\mu$ atoms $\epsilon_{d\mu}$ between 0.015 and 0.050 eV (deuterium temperature 120-380 K) in experiments with a deuterium gas target in the muon beam of the 680 MeV Dubna synchrocyclotron. The results obtained prove the existence of the theoretically predicted resonance mechanism of $dd\mu$ -mesic molecule formation. As the analysis of experimental data shows, the resonance is located at $\epsilon_{d\mu}^0 = (0.050 \pm 0.003)$ eV with a maximum value $\lambda_{dd\mu}(\epsilon_{d\mu}) = (0.85 \pm 0.11) \cdot 10^6$ s⁻¹. This made it possible to determine with a high precision the bond energy of molecule $dd\mu$ in the quantum state with $\epsilon_{dd\mu}(L=1, V=1) = (-2,196 \pm 0,003)$ eV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

Процесс образования мюонных молекул $dd\mu$ изучался в ряде экспериментальных^{/1-4/} и теоретических^{/5-10/} работ. Первые измерения скорости образования $\lambda_{dd\mu}$ мезомолекул $dd\mu$ были выполнены в опытах^{/1, 2/} с жидким дейтерием /пузырьковые камеры/, в которых определялся выход реакции /1а/ синтеза в системе $dd\mu$.



В наших экспериментах^{/3/} с диффузионной камерой была впервые зарегистрирована реакция /1б/ и измерены выходы реакций /1а/ и /1б/, которые оказались примерно равными друг другу. В опытах^{/4/}, выполненных нами с газовой мишенью, заполняемой дейтерием при давлении 41 атм, были измерены выход и временное распределение нейтронов от реакции /1б/. Результаты измерений^{/1-4/} и вычислений^{/5-8/} величины $\lambda_{dd\mu}$, выполненные до 1977 г., приведены в табл. 1.

Как видно из таблицы, значения $\lambda_{dd\mu}$, полученные для жидкого и газообразного дейтерия, различаются примерно на порядок величины. В то же время значения $\lambda_{dd\mu}$, полученные для газообразного дейтерия, резко не согласуются с вычислениями, основанными на рассмотрении обычных механизмов образования мюонных молекул путем E1 и E0-переходов с отдачей энергии связи электрону конверсии. При объяснении расхождения между экспериментальными данными для жидкого

Таблица 1

Экспериментальные и расчетные значения скорости образования мезомолекул дейтерия, полученные до 1977 года

$\lambda_{dd\mu} \times 10^6 \text{ (с}^{-1}\text{)}$	Энергия $d\mu$ -атомов (эВ)	Источник данных
Эксперимент		
0,076 \pm 0,015	0,0039	/1/ } жидкий
0,103 \pm 0,004	0,0039	/2/ } дейтерий
0,75 \pm 0,11	0,032	/3/ } газообраз-
0,73 \pm 0,07	0,039	/4/ } ный дей-
		терий
Теория		
0,04 } 0,036 } 0,042 }	не зависит от $\epsilon_{d\mu}$	/5/ /6/ /7/
резонансная зависимость		
$\lambda_{dd\mu} \text{ макс.} \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$	при $\epsilon_{d\mu} \approx 0,02 \text{ эВ}$	/8/

и газообразного дейтерия, а также между экспериментом и теорией нами было указано^{/3/} на возможность существования резонансной зависимости скорости образования $dd\mu$ -молекул от температуры дейтерия или от средней энергии $d\mu$ -атомов, образующих эти молекулы.

В 1967 г. Э.Весманом был рассмотрен специфический механизм резонансного образования $dd\mu$ -молекул. В предложенной им схеме энергия, выделяющаяся при образовании молекул $dd\mu$, передается на возбуждение колебаний сложной системы, состоящей из молекулярного иона $(dd\mu)^+$, дейтрона и электронов. Существенно, что этот механизм реализуется лишь в том случае, если

система имеет состояние с малой энергией связи $\epsilon_{dd\mu} \sim 1 \text{ эВ}$, причем положение максимума функции $\lambda_{dd\mu}(\epsilon_{dd\mu})$ очень чувствительно к значению энергии этого уровня.

Э.Весман, допустив существование в $dd\mu$ уровня с малой энергией связи и учитывая только резонансный механизм, нашел, что максимальное значение $\lambda_{dd\mu} \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ достигается при энергии $d\mu$ -атомов $\epsilon_{d\mu} \approx 0,02 \text{ эВ}$. Следует заметить, что указания о существовании слабосвязанного состояния $dd\mu$ молекулы с орбитальным моментом $L=1$ и колебательным квантовым числом $V=1$ было получено уже в ранних теоретических работах^{/5/}. Позднее существование этого уровня было подтверждено расчетами^{/9,10/}, в которых получено значение $\epsilon_{dd\mu} = -1,96 \text{ эВ}$. В работе^{/10/} выполнены более тщательные вычисления зависимости $\lambda_{dd\mu}(\epsilon_{d\mu})$, когда наряду с резонансным механизмом учитывались также обычные механизмы образования $dd\mu$ -молекул за счет E1- и E0-переходов с конверсией электронов молекулы D_2 . Согласно работе^{/10/}, в области энергий $d\mu$ -атомов $\epsilon_{d\mu} \geq 0,02 \text{ эВ}$ резонансный механизм образования $dd\mu$ -молекул должен доминировать над нерезонансными, при этом изменение энергии $d\mu$ -атома на несколько сотых долей эВ должно приводить к значительному изменению величины $\lambda_{dd\mu}$.

Экспериментальная проверка предсказываемого резонансного вида зависимости $\lambda_{dd\mu}(\epsilon_{d\mu})$ представляет большой интерес как для выяснения механизмов мезомолекулярных процессов, так и для проверки прецизионных расчетов энергии связи системы трех тел. Исходя из ожидаемого вида этой зависимости, можно надеяться определить положение ее максимума, а следовательно, и энергию уровня $dd\mu$ -молекулы с точностью $\sim 10^{-3} \text{ эВ}$. Напомним, что масштаб энергии уровней мюатомных систем определяется величиной $1/2 m_{\mu} a^2 \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ эВ}$, а точность современных расчетов значений энергии этих уровней составляет $\sim 0,1 \text{ эВ}$.

Целью настоящей работы является измерение величины $\lambda_{dd\mu}$ в диапазоне энергий $d\mu$ -атомов $\epsilon_{d\mu} = 0,015 - 0,050 \text{ эВ}$, что соответствует интервалу температур 120-400 К. Эксперимент выполнен на мюонном пучке 680 МэВ синхроциклотрона ОИЯИ. Предваритель-

ные результаты опубликованы в трудах симпозиума "Мезоны в веществе" /Дубна, июнь 1977//11/.

Метод определения величины $\lambda_{dd\mu}$ аналогичен использованному нами ранее /4/ и заключается в измерении выхода и временного распределения нейтронов от реакции /16/. Схема установки показана на рис. 1. Пучок мюонов с импульсом $P=130 \text{ МэВ/с}$ выводился мезонным трактом в низкофоновую лабораторию, где располагалась экспериментальная аппаратура. Мюоны регистрировались сцинтилляционными счетчиками 1-3, тормозились в фильтре из меди /6/ и попадали в газовую дейтериевую мишень. Конструкция мишени описана нами в работах /12,13/. Регистрация остановок мюонов в газе осуществлялась с помощью расположенных внутри мишени сцинтилляторов, один из которых был выполнен в виде диска диаметром 110 мм и толщиной 0,3 мм /счетчик 4/, а другой - в виде стакана с размерами $0,120 \times 0,205 \text{ мм}^2$ и толщиной стенок 5 мм /счетчик 5/.

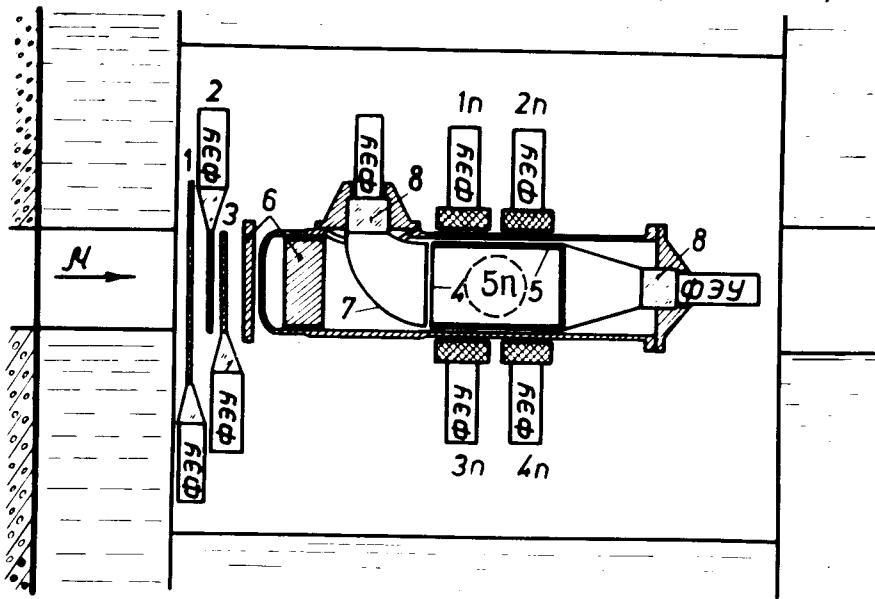


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1-5, 1n-5n - сцинтилляционные счетчики, 6 - замедлитель, 7 - полые световоды, 8 - световоды.

Использование для регистрации остановок мюонов в газовой мишени сцинтилляторов из CsJ(Tl) связано с определенными преимуществами /12,13/. Эти преимущества обусловлены, во-первых, малым временем жизни мюонов в иодистом цезии $\tau_{\mu} = 0,09 \text{ мкс/}$, что позволяет дискриминировать фон от остановок мюонов в самом сцинтиллаторе и, во-вторых, малым давлением его насыщенных паров, что обеспечивает высокую степень чистоты дейтерия. Однако свойства этого сцинтиллатора /конверсионная эффективность и время высвечивания/ зависят от температуры. По нашим данным, световыход сцинтиллатора CsJ(Tl) уменьшается примерно на порядок величины при изменении температуры на $\pm 120^{\circ}$ относительно $t_0^{\circ} = 20^{\circ}\text{C}$. В условиях настоящего эксперимента сильное изменение световыхода сцинтилляторов счетчиков 4 и 5 при низких температурах привело бы к значительному уменьшению эффективности регистрации остановок мюонов и к возрастанию числа фоновых остановок.

Сцинтилляционные свойства пластического сцинтиллатора не изменяются при его охлаждении, однако этот сцинтиллатор оказалось возможным использовать лишь при температурах ниже -20°C из-за быстрого роста давления его насыщенных паров при увеличении температуры. Поэтому исследуемый температурный диапазон был разбит нами на два перекрывающихся интервала: в области от -160° до -20°C использовался пластический сцинтиллатор /опыт 1/, в области от -60° до $+110^{\circ}\text{C}$ был применен сцинтиллатор из CsJ(Tl) /опыт 2/.

В опытах использовался дейтерий, очищенный от примесей с $Z > 1$ до уровня 10^{-7} атомных долей. Системы очистки и заполнения мишени дейтерием описаны в работах /12,14/. Охлаждение мишени осуществлялось парами жидкого азота, которые пропускались через змеевик, закрепленный на ее корпусе. Степень охлаждения регулировалась скоростью продува холодного азота. Нагревание мишени проводилось с помощью нихромовой спирали. Температура мишени измерялась двумя термопарами, а также контролировалась по величине давления газа в мишени.

Вокруг мишени располагались пять сцинтилляционных детекторов ($1n - 5n$) с кристаллами стильбена $70 \times 30 \text{ мм}^2$. Эти детекторы регистрировали нейтроны с энергией $2,5 \text{ МэВ}$, образующиеся в реакции /16/, и электроны от распада мюонов, останавливающихся в мишени. Система регистрации нейтронов описана в работах /13,15/.

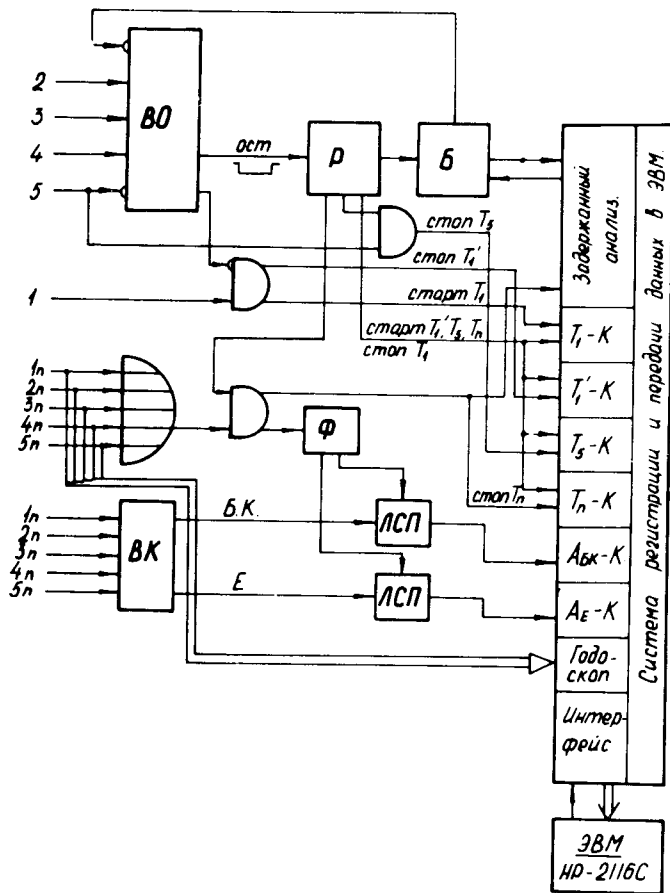


Рис. 2. Блок-схема электронной логики. ВО - блок выделения остановок, Р - разветвитель, Ф - формирователь, Б - блокировка запуска, ЛСП - линейная схема пропускания, ВК - блок выделения компонент, Т-К - преобразователи время-код, А-К - преобразователи амплитуда-код.

Блок-схема электронной логики приведена на рис. 2. Сигнал остановки мюона /2345/ запускал временные "ворота" длительностью 10 мкс , в течение которых анализировались сигналы от счетчиков $1,5, 1n - 5n$. С помощью преобразователей время-код /Т-К/ измерялось время появления сигналов от указанных детекторов относительно момента остановки мюона. Для разделения нейтронов и электронов использовались блок выделения компонент /ВК/ и амплитудные кодировщики /А-К/. В блоке ВК вырабатывались два импульса. Амплитуда одного из них была пропорциональна полной площади светового сигнала в стильбене /энергии электрона E /, а другого - "быстрой" компоненте БК светового сигнала.

Преобразованная в цифровой код амплитудно-временная информация о событии и содержимое регистра логических признаков передавались в ЭВМ НР-2116. Периодически в ЭВМ передавались скорости счета монитора /23/, остановок /2345/ и скорости счета нейтронных детекторов.

Для обработки отбирались только те события, которые не были связаны с регистрацией счетчиком 1 второго мюона в течение 5 мкс до и 10 мкс после остановки мюона. Разделение нейтронов и электронов проводилось путем совместного анализа амплитуд E и БК /15/. На двумерном распределении /БК, E / электронные и нейтронные события располагаются в двух неперекрывающихся областях. События, обусловленные регистрацией моноэнергетических нейтронов от реакции /16/, должны проектироваться на ось E в виде характерного ступенчатого спектра с границей $\approx 0,6 \text{ МэВ}$ /в масштабе эквивалентной по световыходу энергии электрона/. На рис. 3 для иллюстрации приведено двумерное распределение /БК, E / событий, зарегистрированных одним из нейтронных детекторов при $T = 180 \text{ К}$.

Основные данные, характеризующие экспозиции с дейтерием в опытах 1 и 2, приведены в табл. 2. В каждом опыте измерения проводились с одним и тем же количеством дейтерия, за исключением последней экспозиции опыта 2 / $T = 213 \text{ К}$ /, в которой давление газа было увеличено с $33,5$ до $48,5 \text{ атм}$ для увеличения скорости

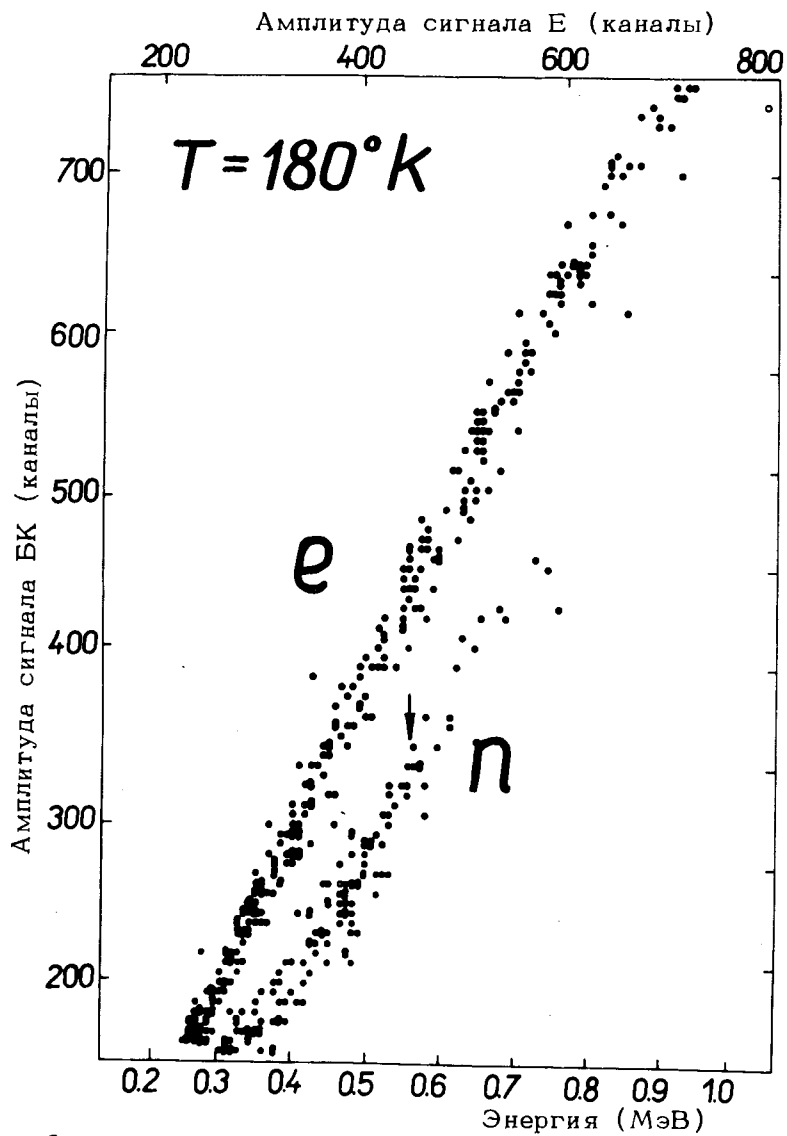


Рис. 3. Двухмерное распределение /БК, Е /, иллюстрирующее разделение нейтронов от γ -квантов и электронов. По оси абсцисс отложен номер канала амплитудного кодировщика для сигнала Е и эквивалентная по световыходу энергия; по оси ординат - номер канала для сигнала БК. Стрелка указывает граничную энергию в спектре протонов отдачи для нейтронов от реакции /16/.

Таблица 2

Основные данные, характеризующие экспозиции с дейтерием

Номер экспозиции	Температура водорода Т (К)	Давление дейтерия (атм)	Счет монитора $N_{23} \times 10^{-6}$	Число захватов $N_{234B} \times 10^{-3}$	Число электронов		Число нейтронов
					$N_e \times 10^{-3}$	N_n	
опыт 1							
1	250	69,0	235	992	53,5±0,8	1061±52	
2	213	59,3	229	951	54,9±0,8	915±47	
3	183	51,5	220	932	48,2±0,7	692±38	
4	155	43,8	371	1569	83,5±1,2	1007±53	
5	117	34,4	204	860	46,7±0,7	267±24	
опыт 2							
1	298	46,0	217	841	22,0±0,2	201±20	
2	335	52,9	321	920	23,3±0,2	315±20	
3	360	60,0	239	652	16,0±0,2	205±17	
4	263	41,3	353	1295	32,0±0,3	329±25	
5	210	43,5	190	635	19,5±0,2	282±24	

набора событий. В каждой экспозиции температура мишени сохранялась постоянной с точностью не хуже 5° .

Приведенные в табл. 2 числа электронов (N_e) и нейтронов (N_n) получены из анализа двумерных распределений /БК, Е/. Для подавления электронов при отборе нейтронов вводилось требование отсутствия сигнала от счетчика 5 в совпадении с сигналом от нейтронного детектора в течение 0,1 мкс в опыте 1 и 0,5 мкс - в опыте 2. Использование этого критерия приводило к некоторой потере /не более 25%/ эффективности регистрации нейтронов от исследуемой реакции, что учитывалось в последующей обработке. Нейтроны отбирались в диапазоне энергий от 0,3 до 1,0 МэВ /в эквивалентной энергии электрона/, а электроны - для энергий $E \geq 0,3$ МэВ.

Значения N_e и N_n приведены за вычетом фона, вклад которого был найден в специальных измерениях. В опыте 1 фон электронов был обусловлен главным образом распадом мюонов, останавливающихся в пластическом сцинтилляторе счетчика 4 /время жизни мюонов в его веществе составляет 2 мкс/. Относительный вклад этого источника фона, найденный в экспозиции с вакуумированной мишенью, оказался равным $0,23 \pm 0,01$.

В опыте 2 фон, связанный с остановками мюонов в сцинтилляторе счетчика 4 /иодистый цезий/, удалось подавить практически полностью при введении критерия $t \geq 0,5$ мкс, где t - время регистрации события относительно момента остановки мюона. При использовании этого критерия фон в числе электронов был обусловлен лишь случайными совпадениями и его вклад составлял $\approx 5\%$.

Фон для нейтронов определялся в экспозициях с гелием, количество которого в мишени было эквивалентно по числу остановок мюонов количеству дейтерия в основных экспозициях. В опыте 1 измерения с гелием были выполнены при $T = 250, 190$ и 120 К, а в опыте 2 - при $210, 300$ и 380 К. Фон для нейтронов составлял $\approx 10\%$ для $T = 250$ К и $\approx 30\%$ для $T = 120$ К.

В табл. 2 погрешности величин N_e и N_n включают как статистические ошибки, так и погрешности, возникающие при разделении нейтронов и электронов и со-

ставляющие менее 3% для нейтронов и являвшиеся пренебрежимо малыми для электронов.

Для каждой экспозиции с дейтерием временные распределения нейтронов анализировались с помощью выражения

$$\frac{dN_n}{dt} = N_\mu \epsilon_n \frac{\lambda_{dd\mu} \phi \lambda_f}{2(\lambda_{dd\mu} \phi + \lambda_f)} [e^{-\lambda_0 t} - e^{-(\lambda_0 + \lambda_{dd\mu} \phi + \lambda_f) t}], \quad /2/$$

полученного с учетом регенерации мюонов в реакциях /1а/ и /1б/. Здесь N_μ - число остановок мюонов в дейтерии, ϵ_n - эффективность регистрации нейтронов от реакции /1б/, $\phi = \rho_{\text{газ}} / \rho_{\text{ж}}$, где $\rho_{\text{газ}}$, $\rho_{\text{ж}}$ - плотности газообразного и жидкого дейтерия, λ_f - скорость реакции /1/ синтеза ядер в $dd\mu$ -молекуле, $\lambda_0 = 4,55 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ - скорость распада свободного мюона. Из анализа временных распределений нейтронов получаем /на 90% уровне достоверности/

$$\lambda_f > 9\lambda_0, \quad /3/$$

что согласуется с теорией /1б/ и нашими прежними измерениями¹. Временной спектр нейтронов, просуммированный по всем экспозициям, представлен на рис. 4.

Интегрируя выражение /2/ в пределах (t_1, t_2) для значений $\lambda_f \gg \lambda_0$, получим

$$N_n = N_\mu \epsilon_n \frac{\lambda_{dd\mu} \phi}{2\lambda_0} (e^{-\lambda_0 t_1} - e^{-\lambda_0 t_2}). \quad /4/$$

Заметим, что замена $\lambda_f = \infty$ на полученную нами нижнюю граничную оценку /3/ приводит к незначительному /не более 1%/ изменению величины N_n , определяемой выражением /4/.

Временное распределение электронов от распада мюонов, остановившихся в дейтерии, имеет вид

$$\frac{dN_e}{dt} = N_\mu \epsilon_e \lambda_0 e^{-\lambda_0 t},$$

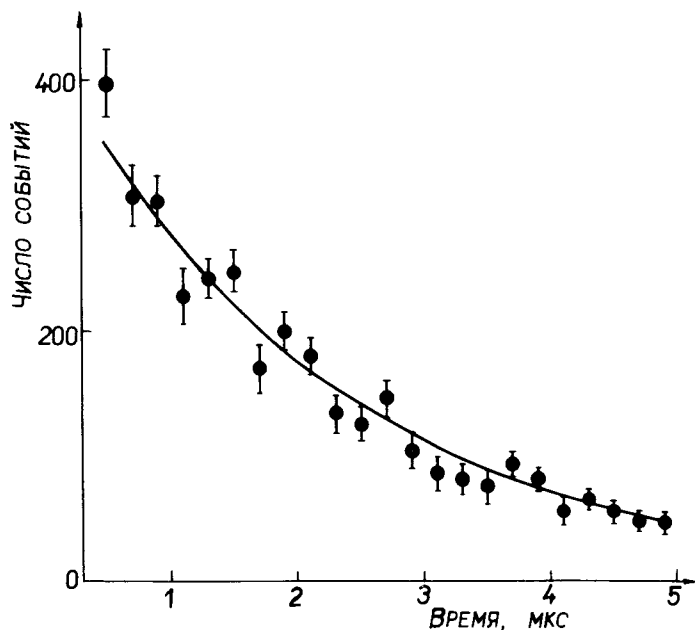


Рис. 4. Временное распределение нейтронов от реакции /16/, просуммированное по всем экспозициям с дейтерием. Точки - экспериментальные данные, кривая - зависимость /4/.

откуда число электронов, зарегистрированных детекторами $1n-5n$ в интервале времени (t_1, t_2) ,

$$N_e = N_\mu \epsilon_e (e^{-\lambda_0 t_1} - e^{-\lambda_0 t_2}), \quad /5/$$

/здесь ϵ_e - эффективность регистрации электронов счетчиками $1n-5n$ /. Используя выражения /4/ и /5/, можно показать, что скорость $\lambda_{dd\mu}$ выражается через отношения N_n/N_e , измеренные при различных температурах следующим образом:

$$\lambda_{dd\mu}^{(T)} = \frac{2\lambda_0}{\phi} \frac{N_n}{N_e} (T) \frac{\epsilon_e}{\epsilon_n} \equiv \text{const} \frac{N_n}{N_e} (T). \quad /6/$$

Отметим, что нормировка на число электронов, зарегистрированных теми же детекторами, что и нейтроны от исследуемой реакции /16/, приводит к определенным

преимуществам. В частности, изменение характеристик счетчиков 4 и 5 с температурой должно одинаковым образом влиять на наблюдаемые выходы нейтронов и электронов, не изменяя их отношения.

Полученные нами значения $\lambda_{dd\mu}(T)$ представлены на рис. 5. При определении этих значений были учтены некоторые различия / < 5% / в эффективностях регистрации нейтронов от реакции /16/ при разных температурах, возникающие при введении антисовпадений со счетчиком 5 и связанные с изменением его характеристик при

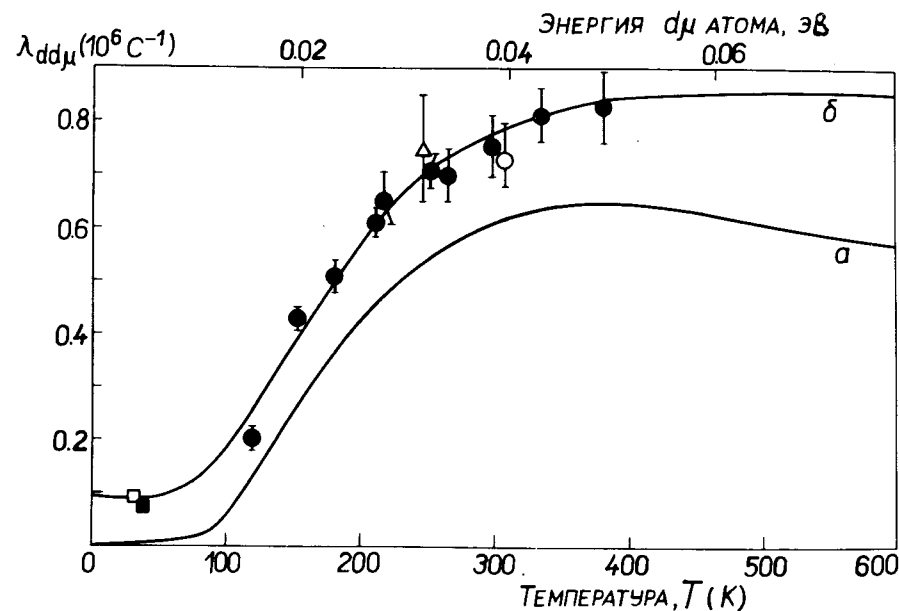


Рис. 5. Зависимость величины $\lambda_{dd\mu}$ от энергии $dd\mu$ -атомов /температуры дейтерия/. Экспериментальные данные: \blacksquare - работа /1/, \square - эксперимент /2/, Δ - работа /3/, \circ - эксперимент /4/, \bullet - настоящая работа. Сплошные линии - зависимости, вычисленные согласно работе /10/ с оптимальными значениями параметров, приведенными в табл. 3. Кривая а/ соответствует только резонансному механизму образования $dd\mu$, кривая б/ - сумме резонансного механизма и нерезонансных $E1$, $E0$ -переходов /зависимость /7//.

нагреве и охлаждении. На этом же рисунке представлены экспериментальные значения $\lambda_{dd\mu}$, найденные в работах /1-4/.

Найденные из опыта значения $\frac{N_n}{N_e}(T)$ аппроксимировались выражением

$$(N_n/N_e)_k = A \lambda_{dd\mu}(T_k),$$

где, согласно работе /10/,

$$\lambda_{dd\mu}(T) = \lambda_1 + \lambda_2 T + \lambda_3 T^{-3/2} \exp(-\epsilon_{d\mu}^0/kT). \quad /7/$$

Здесь T - абсолютная температура $K = 8,6167 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \cdot \text{град}^{-1}$ - постоянная Больцмана, слагаемые λ_1 и $\lambda_2 T$ обусловлены вкладом нерезонансных E1-, E0-переходов в скорость образования системы $dd\mu$, а последнее слагаемое - вкладом резонансного механизма, где $\epsilon_{d\mu}^0$ - значение кинетической энергии $d\mu$ атома, при котором максимально $\lambda_{dd\mu}$.

При анализе варьировались значения параметров A , λ_1 , λ_2 , λ_3 и положение максимума $\epsilon_{d\mu}^0$ резонансной зависимости $\lambda_{dd\mu}(T)$. Значения нормировочного множителя $A = \frac{\phi}{2\lambda_0} \frac{\epsilon_n}{\epsilon_e}$ для каждого опыта варьировались отдельно,

поскольку эффективности регистрации нейтронов и электронов в опытах 1 и 2 были различными. Для абсолютной нормировки в анализ были включены значения $\lambda_{dd\mu}$ измеренные в работах /1-4/.

Оптимальные значения параметров A , λ_1 , λ_2 , λ_3 , $\epsilon_{d\mu}^0$ приведены в табл. 3. Поскольку величина λ_2 определяется с большой ошибкой, был выполнен расчет с фиксированным значением $\lambda_2 = 0,30 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, полученным теоретически в работе /7/. Данные табл. 3 свидетельствуют о том, что в этом случае положение максимума резонансной зависимости изменяется незначительно.

В проведенном нами анализе полагалось, что коэффициент η_μ "прилипания" мюона к заряженным продуктам реакций /1а/ и /1б/ равен нулю, т.е. что мюоны всегда освобождаются в этих реакциях и вновь образуют

Таблица 3

Оптимальные значения параметров зависимости $\lambda_{dd\mu}(T)$, найденные из анализа экспериментальных данных

Величина	Значение	
	вариант 1	вариант 2
$A, 10^8 \text{ с}$	опыт 1 2,82±0,26	опыт 2 2,80±0,26
$\lambda_1, 10^{-6} \text{ с}^{-1}$	опыт 2 1,54±0,13	опыт 2 1,47±0,12
$\lambda_2, 10^{-3} \text{ град}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	0,122±0,016	0,0880±0,0011
$\lambda_3, 10^{-10} \text{ град}^{3/2} \cdot \text{с}^{-1}$	-0,739±0,474	0,30
$\lambda_3, 10^{-10} \text{ град}^{3/2} \cdot \text{с}^{-1}$	2,95±0,447	2,200±0,279
$\epsilon_{d\mu}^0, \text{ эВ}$	0,0489±0,0019	0,050±0,003

$d\mu$ - атомы. Легко показать, что замена значения $\eta_\mu = 0$ на максимально возможное значение $\eta_\mu = 0,13^{1/3}$ практически не меняет найденных нами значений $\lambda_{dd\mu}(T)$.

Зависимость /7/ при значениях параметров, приведенных в табл. 3 /вариант 2/, показана на рис. 5. Как видно из этого рисунка, наши результаты хорошо согласуются с предсказаниями, основанными на рассмотрении резонансного механизма образования $dd\mu$ - молекул, и подтверждают его существование. Сравнение найденных нами значений $\epsilon_{d\mu}^0 = 0,050 \pm 0,003 / \text{ эВ}$ и $\lambda_{dd\mu}^0 \equiv \lambda_{dd\mu}(\epsilon_{d\mu}^0) = 0,85 \pm 0,11 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ с расчетами /10/ позволяет с высокой точностью определить энергию связи $dd\mu$ - молекулы в состоянии с $L=1, V=1$. Полученное значение $\epsilon_{dd\mu}^0 = -2,196 \pm 0,003 / \text{ эВ}$ отличается от вычисленного в работе /17/ на 0,24 эВ, что находится в пределах точности вычислений. Было бы крайне важно выполнить расчеты энергии указанного уровня с более высокой точностью, что позволило бы определить вклад в энергию уровня, обусловленный поляризацией вакуума. По данным работы /17/ этот вклад для уровня $dd\mu$ системы с $L=1, V=1$ составляет +0,008 эВ.

В заключение следует отметить еще одно важное обстоятельство. Согласно расчетам, выполненным в работе^{/10/}, в системе $dt\mu$, так же как и в $dd\mu$ -молекуле, должен существовать уровень с квантовыми числами $L=1, V=1$, и для его энергии получено значение $\epsilon_{dt\mu} = -1,1$ эВ. Существование этого уровня должно приводить к резонансному образованию мезомолекул $dt\mu^{/10,18/}$. Согласие полученных в настоящей работе опытных результатов о резонансном характере образования $dd\mu$ -молекул с выводами теории может рассматриваться в качестве серьезного экспериментального аргумента в пользу правильности предсказаний теоретиков о существовании такого же механизма образования системы $dt\mu$ в смеси дейтерия и трития. Весьма существенно при этом то, что, как показывают расчеты^{/10/}, скорость образования молекул $dt\mu$ должна быть примерно в сто раз больше, чем $dd\mu$, и таким образом один мюон за время жизни сможет вызвать до ста реакций синтеза $d+t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ / с учетом малости коэффициента "прилипания" μ -мезона к образовавшемуся ${}^4\text{He}$ /, освобождая при этом энергию около 2 ГэВ.

Авторы выражают благодарность С.С.Герштейну и Л.И.Пономареву за плодотворные дискуссии, В.В.Антипову за помощь в подготовке эксперимента и З.Шерешу - за помощь в обработке экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fetkovich J. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1960, 4, p.570.
2. Doede J. *Phys.Rev.*, 1963, 132, p.1782.
3. Желепов В.П. и др. *ЖЭТФ*, 1964, 46, с.2042; *Nuovo Cimento*, 1964, 33, p.40; Желепов В.П. и др. *ЖЭТФ*, 1966, 50, с.1235.
4. Быстрицкий В.М. и др. *ЖЭТФ*, 1974, 66, с.61.
5. Беляев В.Б. и др. *ЖЭТФ*, 1959, 37, с.1652; Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. *УФН*, 1960, 71, с.581.
6. Cohen S., Judd D.L., Riddell R.J. *Phys. Rev.*, 1960, 119, p.384.

7. Пономарев Л.И., Файфман М.П. *ЖЭТФ*, 1976, 71, с.1689.
8. Весман Э. *Письма в ЖЭТФ*, 1967, 5, с.113.
9. Пономарев Л.И., Пузынин И.В., Пузынина Т.П. *ЖЭТФ*, 1973, 65, с.28; Виноцкий С.И. и др. *ОИЯИ, Р4-10336*, Дубна, 1977; Виноцкий С.И., Пономарев Л.И. *ЖЭТФ*, 1977, 72, с.1670.
10. Виноцкий С.И. и др. *ЖЭТФ*, 1978, 74, с.849.
11. Быстрицкий В.М. и др. В сб.: *Мезоны в веществе. Труды международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. ОИЯИ, Д1-10908*, Дубна, 1977.
12. Быстрицкий В.М. и др. *ОИЯИ*, 13-7246, Дубна, 1973.
13. Быстрицкий В.М. и др. *ЖЭТФ*, 1974, 66, с.43.
14. Быстрицкий В.М. и др. *ПТЭ*, 1972, 2, с.226.
15. Быстрицкий В.М. и др. *ПТЭ*, 1972, 1, с.65.
16. Весман Э.А. *ОИЯИ, Р4-3384*, Дубна, 1967.
17. Мележик В.С., Пономарев Л.И. *ОИЯИ, Р4-11186*, Дубна, 1978; *Phys.Lett.*, 1978, 77В, p.217.
18. Герштейн С.С., Пономарев Л.И. *ОИЯИ, Р4-10936*, Дубна, 1978; *Phys.Lett.*, 1977, 72В, p.80.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 августа 1978 года.